УДК 697.9+532.5

И.В. Карпенчук, В.Н. Короткий (БНТУ)

МЕХАНИКА НЕРАВНОМЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ ПЫЛЕГАЗОВОГО ПОТОКА В ПОРОВОЙ ТРУБКЕ ЗЕРНИСТОГО ФИЛЬТРА

При расчете и проектировании зернистых фильтров для очистки промышленных газовых выбросов, содержащих твердые частицы пыли, важно определять аэродинамические параметры фильтров в процессе очистки. С этой целью получены уравнения, описывающие осредненное одномерное движение пылегазовой смеси в канале поровой трубки переменного сечения.

С учетом того, что осаждение пыли происходит в насыпных слоях, поровая трубка принимается в виде расширяющегося канала круглого сечения. Выберем систему координат с началом в точке схождения угла конусности. Обозначим угол конусности через α.

Обозначим сечение поровой трубки плоскостью $x=a$ через w_a. Как известно, пылесодержание можно выразить

$$m(x_0,t_0)=\frac{1}{\Delta t}\int\limits_{t_0}^{t_0+\Delta t} m'(x_0,t_0)dt, \tag{1}$$

где $m'(x_0,t_0)$ – доля площади поровой трубки занятой твердой фракцией в момент времени t; $\Delta t \gg 1/n$, где n – частота прохождения твердых частиц через сечение w_{x0}.

В дальнейшем примем следующие обозначения осредненных по времени и сечениям w_x величин:

τ – касательные напряжения на стенке поровой трубки; σ – нормальные напряжения на стенке поровой трубки; p – давление в нормальных сечениях оси $0x$; ρ_1, ρ_2 – соответственно плотности газа и частиц пыли; υ_1, υ_2 – соответственно скорости газа и частиц пыли.

Определим проекции на ось 0x сил, действующих на элементарный участок поровой трубки, заключенный между сечениями w_x и $w_{x+\Delta x}$.

Массовые силы:

$$G = g_x \iiint\limits_V [(1-m)\rho_1 + m\rho_2] dV =$$
$$= g_x \int_x^{x+\Delta x} dn \int_{w_n} [(\rho_2 - \rho_1)m + \rho_1] dydz,$$

где g_x – проекция ускорения свободного падения на ось 0х; V – объем между сечениями x и $x+\Delta x$; n – координата промежуточного сечения между сечениями x и $x+\Delta x$.

$$G = g_x \left\{ \int_x^{x+\Delta x} [(\rho_2 - \rho_1)m + \rho_1] w_n dn \right\} =$$
$$= g_x \left\{ \int_x^{x+\Delta x} \pi tg^2 \frac{\alpha}{2} n^2 [(\rho_2 - \rho_1)m + \rho_1] dn \right\}. \tag{2}$$

Проекция сил трения на ось 0х равна:

$$\vec{T} = \iint_{w_{бок}} \vec{\tau} dw = \int_x^{x+\Delta x} \tau \frac{dn}{\cos\frac{\alpha}{2}} \int_r \vec{e_\tau} dl,$$

где $w_{бок}$ – боковая поверхность усеченного конуса между сечениями w_x и $w_{x+\Delta x}$; e_τ - вектор единой длины, сонаправленный с τ; l_r – длина окружности радиуса $r = n \cdot tg\alpha/2$;

$$\int_r \vec{e_\tau} dl = -2\pi \vec{e_0} n \cos\frac{\alpha}{2} \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2},$$

где $e_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ - единичный вектор, сонаправленный с осью 0х.

Тогда в проекции на ось 0x имеем

$$T = -\int_x^{x+\Delta x} 2\pi tg \frac{\alpha}{2} n \tau dn. \tag{3}$$

При определении сил реакции стенок имеем: $\vec{N} = \iint_{w_{бок}} \vec{\sigma}\, dw$.

В проекции на ось 0x аналогично, как и в случае определения сил трения получим:

$$N = \int_x^{x+\Delta x} 2\pi tg^2 \frac{\alpha}{2} n\sigma dn. \qquad (4)$$

Определяем силы давления, действующие на площади живых сечений поровой трубки w_x и $w_{x+\Delta x}$, ограничивающие участок Δx:

$$\begin{aligned} &P = p(x,t)w_x - p(x+\Delta x,t)w_{x+\Delta x} = \\ &= -w_{x+\Delta x}\left[p(x+\Delta x,t) - p(x,t)\right] + p(x,t)(w_x - w_{x+\Delta x}), \qquad (5) \\ &P = -\pi tg^2 \frac{\alpha}{2}\left[(x+\Delta x)^2 \int_x^{x+\Delta x} \frac{\partial p}{\partial x} dn + p(2x\Delta x + \Delta x^2)\right]. \end{aligned}$$

Осредненную по сечению скорость можно записать следующим образом [1]:

$$\vec{\upsilon} = \frac{1}{\Delta t \sum_i w_i} \int_{\Delta t} (\sum_i \int_{w_i} \upsilon dw) dt, \ \Delta t >> 1/n, \qquad (6)$$

где n – средняя частота прохождения отдельных образований данного компонента через сечение.

Для элементарного участка поровой трубки, заключенного между сечениями w_x и $w_{x+\Delta x}$ (то есть Δx<<1, при этом заменяем Δx на dx), запишем закон изменения импульса. Используя предыдущие соотношения (2, 3, 4, 5) и учитывая, что для непрерывной функции (с точностью до членов 2-го порядка малости)

$$\int_x^{x+\Delta x} f(n)dx \approx f(x)dx.$$

Пренебрегая членами порядка малости больше единицы, запишем:

$$G-T+N+P=(w_1+dw_1)(\upsilon_1+d\upsilon_1)+$$
$$+(w_2+dw_2)(\upsilon_2+d\upsilon_2)-w_1\upsilon_1-w_2\upsilon_2.$$

$$g_x\pi tg^2\frac{\alpha}{2}x^2\left[(\rho_2-\rho_1)m+\rho_1\right]dx-2\pi tg\frac{\alpha}{2}x\tau dx+ \tag{7}$$
$$+2\pi tg^2\frac{\alpha}{2}x\sigma dx-\pi tg^2\frac{\alpha}{2}(x^2\frac{\partial p}{\partial x}dx+2xpdx)=$$
$$=(w_1-dw_1)(\upsilon_1+d\upsilon_1)+(w_2+dw_2)(\upsilon_2+d\upsilon_2)-w_1\upsilon_1-w_2\upsilon_2,$$

где w_1 и w_2 – соответственно массовые расходы газообразной и пылевой фазы.

В правой части уравнения записано изменение импульса от сечения w_x до $w_{x+\Delta x}$. Используя соотношения

$$dw_i=\pi tg^2\frac{\alpha}{2}\left\{-x\frac{2\partial(m\rho_i)}{\partial t}dx+\frac{\partial}{\partial x}\left[(1-m)\rho_i\upsilon_i x^2\right]dx\right\},$$

$$\frac{d\upsilon_i}{dx}=\frac{1}{\upsilon_i}\frac{\partial\upsilon_i}{\partial t}+\frac{\partial\upsilon_i}{\partial x},$$

$$d(w_1+w_2)=0 \quad \text{(постоянство массового расхода)}.$$

Пренебрегая величинами 2-го 3-го порядка малости, получим

$$g_x\left[(\rho_2-\rho_1)m+\rho_1\right]+\frac{2\sigma}{x}-\frac{2\tau}{xtg\frac{\alpha}{2}}-\frac{\partial p}{\partial x}-\frac{2p}{x}=$$
$$=m\rho_2(\frac{\partial\upsilon_2}{\partial t}+\upsilon_2\frac{\partial\upsilon_2}{\partial x})+(1-m)\rho_1(\frac{\partial\upsilon_1}{\partial t}+\upsilon_1\frac{\partial\upsilon_1}{\partial x})+ \tag{8}$$
$$+(\upsilon_1-\upsilon_2)\left\{-\frac{\partial(m\rho_1)}{\partial t}+\frac{1}{x^2}\frac{\partial}{\partial x}\left[(1-m)\rho_1 x^2\upsilon_1\right]\right\}$$

К полученному уравнению добавим уравнение неразрывности, которое в данном случае имеет вид

$$\pi tg^2\frac{\alpha}{2}\left\{x^2\frac{\partial}{\partial t}\left[\rho_2 m+(1-m)\rho_1\right]+\frac{\partial}{\partial x}\left[x^2\rho_2 m\upsilon_2+x^2\rho_1(1-m)\upsilon_1\right]\right\}=0. \quad (9)$$

В случае установившегося движения

$$\left\{g_x\left[(\rho_2-\rho_1)m+\rho_1\right]+\frac{2\sigma}{x}-\frac{2\tau}{xtg\frac{\alpha}{2}}-\frac{dp}{dx}-\frac{2p}{x}=\right.$$
$$=m\rho_2\upsilon_2\frac{d\upsilon_2}{dx}+(1-m)\rho_1\upsilon_1\frac{d\upsilon_1}{dx}+(\upsilon_1-\upsilon_2)\frac{1}{x^2}\frac{d}{dx}\left[(1-m)\rho_1\upsilon_1x^2\right], \quad (10)$$

$$\pi tg^2\frac{\alpha}{2}\left[\rho_2 m\upsilon_2+\rho_1(1-m)\upsilon_1\right]x^2=const. \quad (11)$$

В результате получена незамкнутая система двух уравнений с восьмью неизвестными (τ, σ, p, m, υ_1, υ_2, ρ_1, ρ_2), Причем ρ_1 и ρ_2 могут быть определены, если известны температура и состав газа и пыли.

В рассматриваемой математической модели будем считать, что средняя ось расположения поровой трубки горизонтальна и удельная энергия напряжения в рассматриваемых сечениях много меньше удельной энергии давления и удельной кинетической энергии, тогда можно принять g_x=0.

В экспериментах давление изменялось незначительным, следовательно, можно принять, что ρ_1=const. Так как размеры частиц пыли достаточно малы, можно принять, что величины υ_1 и υ_2, $d\upsilon_1/dx$ и $d\upsilon_2/dx$ одного порядка. С учетом сделанных допущений уравнения (10, 11) примут вид

$$\frac{2\sigma}{x}-\frac{2\tau}{xtg\frac{\alpha}{2}}-\frac{dp}{dx}-\frac{2p}{x}=\upsilon\frac{d\upsilon}{dx}\left[(\rho_2-\rho_1)m+\rho_1\right], \quad (12)$$

$$\pi tg^2\frac{\alpha}{2}\left[(\rho_2-\rho_1)m+\rho_1\right]\upsilon x^2=q, \qquad (13)$$

где q – исходный массовый расход пылегазовой смеси.

Принимаем распределение давления в сечении по аналогии с пограничным слоем. В уравнениях Прандтля слагаемое $1/\rho\cdot(\partial p/\partial x)$ часто записывается в виде $1/\rho\cdot(dp/dx)$. Этим подчеркивается, что давление зависит только от одной переменной x, то есть можно считать, что изменение давления по нормали к стенке не происходит. Тогда нормальные напряжения на стенке равны значению давления в сечении, уравнение (12) примет вид:

$$-\frac{2\tau}{xtg^2\frac{\alpha}{2}}-\frac{dP}{dx}=\upsilon\frac{d\upsilon}{dx}\left[(\rho_2-\rho_1)m+\rho_1\right], \qquad (14)$$

откуда $$\tau=-\frac{1}{2}\left\{\frac{dP}{dx}+\upsilon\frac{d\upsilon}{dx}\left[(\rho_2-\rho_1)m+\rho_1\right]\right\}x\mathrm{tg}\frac{\alpha}{2}. \qquad (15)$$

В виду малости угла расширения поровой трубки, пренебрегаем потерями на расширение и считаем, что энергия давления в перпендикулярных сечениях расходуется на преодоление сил трения. Тогда используя соотношения (3) и (5), получим

$$\tau=\frac{x\,\mathrm{tg}\frac{\alpha}{2}}{2}\frac{dp}{dx}+\mathrm{tg}\frac{\alpha}{2}p. \qquad (16)$$

С учетом этого из (14) и (16) получим:

$$\frac{dp}{dx}+\frac{p}{x}=-\frac{1}{2}\upsilon\frac{d\upsilon}{dx}\left[(\rho_2-\rho_1)m+\rho_1\right]. \qquad (17)$$

Два уравнения (13) и (17) связывают два неизвестных υ, m, р. Задаваясь или определяя пылесодержание m можно определить основные аэродинамические параметры: скорость газового потока в любом сечении и на выходе из фильтра, а так же давления в расчетных сечениях и потери давления при движении газового потока через фильтр.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе, С.С., Стырикович, М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. – М.: 'Энергия , 1976. – 296 с.

УДК 532.528

И.В. Карпенчук (БНТУ)

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ КАВИТАЦИОННЫХ ЭЖЕКТОРОВ-СМЕСИТЕЛЕЙ

Наряду с решением вопросов защиты элементов гидромашин и аппаратов от кавитационного воздействия в промышленности для интенсификации технологических процессов, протекающих в системах жидкость-жидкость, жидкость-газ, жидкость-твердое тело, применяются установки, в которых определяющим фактором воздействия является кавитация. К ним относятся различного рода диспергаторы, эмульгирующие устройства, смесители для создания эмульсий, растворов и дисперсных систем. Возникновение и развитие гидродинамической кавитации в потоке жидкости происходит обычно в струйных эжекторах, выполненных по типу трубки Вентури, которые и служат основным кавитирующим элементом в эмульгаторах, диспергаторах и смесителях использующих кавитацию.

При разработке кавитационных эжекторов-смесителей, работающих в гидравлических системах при статических противодавлениях необходимо наряду с заданными гидродинамическими параметрами течения рабочей жидкости в системе, находить оптимальные геометрические характеристики струйного кавитатора,